



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

Corso di Laurea in Fisica

Studio dell'emissione di luce nel vacuum ultraviolet
causata da reazioni di cambio carica di protoni di bassa
energia fermati in gas

Laureando:

Filippo Marini

Matricola 1053812

Relatore:

Prof. Gianmaria Collazuol

Indice

1. Introduzione	3
1.1 Caratteristiche generali della teoria del cambio-carica.....	3
1.2 Esperimento DICER e tecnica CER per la rivelazione e identificazione di ioni e particelle	5
1.3 Possibili applicazioni per la tecnica CER.....	6
2. L'apparato sperimentale.....	7
2.1 Dettagli sperimentali	8
2.2 Elettronica	14
3. L'esperimento	15
3.1 Calibrazione.....	15
3.2 Stime preliminari dei conteggi attesi.....	19
3.2.1 Stime di accettazione angolare	19
3.2.2 Stima di segnale da scintillazione di gas Argon.....	20
3.2.3 Stima di segnale da scambio carica (CER).....	22
3.3 Spettri di emissione ed assorbimento di vari gas.....	22
3.4 Misure.....	24
3.4.1 Misure con Argon a 1230 mbar, 510 mbar	25
3.4.2 Confronto con le attese per la conteggi da scintillazione.....	26
3.4.3 Il continuo attorno a 122 nm in Argon.....	27
3.4.4 Misure con Krypton a 1200 mbar, 820 mbar, 160 mbar, 16 mbar ...	28
3.4.5 Misure con CO ₂ a 800 mbar.....	29
4. Conclusioni	30
Appendice.....	32
Stima di accettazione per il monocromatore	32

1. Introduzione

Il lavoro descritto in questa tesi si inserisce nell'ambito dell'progetto DICER (particle Detection and Identification using Charge Exchange induced Radiation) in cui si propone di studiare l'emissione luminosa, principalmente nel dominio del Vacuum Ultraviolet (VUV) e raggi X soffici, prodotta da particelle cariche che rallentano nella materia, attraverso reazioni atomiche di scambio carica. L'emissione, caratteristica del proiettile e non del mezzo in cui avviene l'interazione, potrebbe costituire un interessante mezzo per la rivelazione di protoni (ma anche altre particelle o ioni che catturando un elettrone formano un sistema simile all'atomo di idrogeno) di bassa energia. Tale tecnica di rivelazione, se confermata praticabile, potrebbe essere di interesse per diverse misure di fisica fondamentale (ad esempio doppio beta decay o dark matter) in cui la rivelazione di rinculi di bassa energia e la discriminazione da fondi gamma e beta è cruciale.

Come primo obbiettivo nel determinare l'efficacia e la praticabilità della tecnica proposta, l'esperimento DICER sta studiando l'emissione indotta da interazioni atomiche di scambio carica, in particolare nella regione del VUV. Durante l'estate 2015 è stata portata a termine una campagna di misure preliminari presso l'acceleratore CN dei Laboratori di Legnaro (LNL). Si sono studiate le problematiche relative alla misura dell'emissione luminosa prodotta da protoni di circa 3MeV che si fermano all'interno di una cameretta riempita con vari tipi di gas (CO_2 , Ar, Kr) a diverse pressioni. Lo scopo di tale misura è di verificare la presenza di tale genere di emissione luminosa (in gas trasparenti nel VUV), di misurarne le righe caratteristiche (intensità e dipendenza dal tipo di gas e dalla pressione) e di verificare la presenza di eventuali fondi (tramite la misura dello spettro di lunghezza d'onda).

Il lavoro di tesi è qui descritto in quattro capitoli. Nel presente capitolo si discutono alcuni aspetti teorici delle interazioni di scambio carica e si introduce l'esperimento DICER. Nel secondo capitolo viene descritto il setup utilizzato e nel successivo le misure effettuate. Nel quarto capitolo si traggono le conclusioni riguardo alle misure preliminari e si delineano i prossimi obbiettivi prioritari per l'esperimento.

1.1 Caratteristiche generali della teoria del cambio-carica

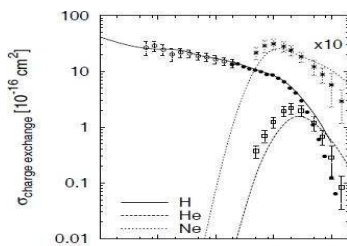


Figura 1. Sezione d'urto totale per cambio-carica di protoni come funzione dell'energia del proiettile per collisioni con idrogeno, elio e neon.

Il rallentamento di ioni in un mezzo è caratterizzato da 3 diversi regimi di velocità: alta, bassa e intermedia [Bra92]. Nel regime di alta velocità, dove la velocità del proiettile v_p è maggiore della velocità di Bohr v_e degli elettroni bersaglio ($v_p \gg v_e$) la perdita di energia è causata dalla ionizzazione

ed eccitazione degli atomi o molecole del mezzo. Questo è ben descritto dalla formula di Bethe-Bloch. In

conformità con il criterio di Bohr [Boh40] gli ioni, quando passano attraverso un bersaglio, perdono gli elettroni dalle shell più esterne che hanno una velocità orbitale minore rispetto a quella degli ioni in movimento. Quindi nel regime di alta velocità il proiettile viene praticamente “spogliato” degli elettroni [Sch01].

A basse velocità ($v_p \ll v_e$) lo stato di carica medio del proiettile è quasi neutrale e, nei gas, solo collisioni elastiche vicine contribuiscono alla perdita di energia causata dal rinculo atomico; nei solidi ulteriori processi come l'eccitazione dei fononi sono possibili, mentre nei liquidi il tutto è reso ancora più complicato dagli effetti di solvatazione.

A velocità intermedie, dove la velocità del proiettile è comparabile con la velocità degli elettroni bersaglio ($v_p \sim v_e$), lo stato di carica del proiettile dipende dalla velocità. La perdita di energia è dominata da reazioni anelastiche dove uno o più elettroni sono continuamente scambiati (da cattura o perdita) tra lo ione proiettile e l'atomo o molecola neutrale usate come bersaglio (reazioni di cambio-carica). Quasi sempre gli elettroni sono catturati in uno o più livelli energetici eccitati [Cor00]. Le transizioni ad una più bassa energia risultano in un'emissione di uno o più fotoni.

Questa ricerca si concentra sull'emissione di luce causata da particelle o ioni che rallentano a causa di reazioni di cambio carica a velocità intermedie. Lo spettro di emissione di questa luce, a cui mi riferirò come Radiazione di Cambio-Carica o Charge-Exchange Radiation (CER), è specifica della particella proiettile e non del mezzo. Le lunghezze d'onda caratteristiche di CER dipendono dai livelli di energia dell'elettrone catturato nel sistema legato elettrone-proiettile. Ad esempio, un protone, quando rallenta in un mezzo ad energie minori di 100keV, che è soggetto a cicli di cambio carica, spende una frazione del suo tempo come un atomo (p-e) neutrale. Il suo spettro di emissione è quindi quello caratteristico dell'idrogeno dove la riga con una maggiore probabilità di essere osservata è la Lyman- α (121.6nm). Questo vale anche per Trizio (nnp-e), deuterio (np-e), sistema pione-elettrone (π^+ -e) e sistema muone-elettrone (μ^+ -e) dove sono presenti gli stessi livelli energetici (ioni idrogenoidi). Lo ione di elio di prima e seconda ionizzazione emette radiazione intensa rispettivamente a 58.4nm e a 121.5nm mentre ioni di Li^{3+} emettono fotoni K- α (22nm). Come regola generale, più alto è lo stato di carica del proiettile più alta risulta l'energia di emissione del fotone, tipicamente nel vacuum ultraviolet o nel dominio dei raggi X soffici (rispettivamente come le righe Lyman- α o K- α e K- β).

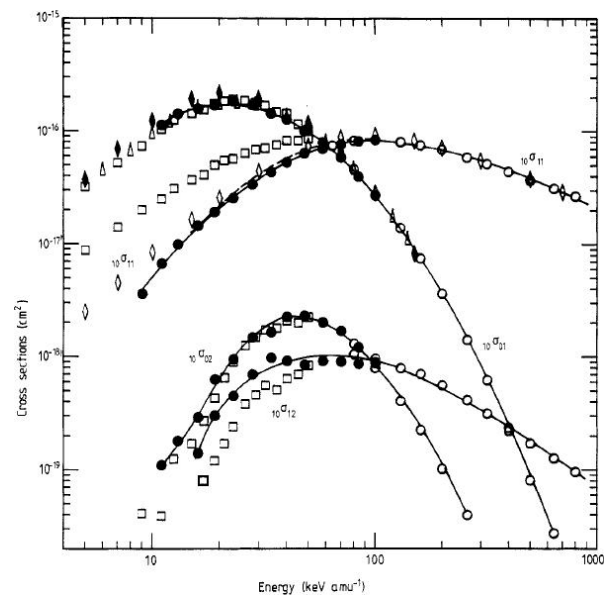


Figura 2. Sezione d'urto per la cattura elettronica (σ_C), ionizzazione (σ_I), doppia ionizzazione (σ_{II}), e cattura-ionizzazione (σ_{CI}) per protoni in elio (from Shah et al J. Phys.B 22 (1989) 3037).

1.2 Esperimento DICER e tecnica CER per la rivelazione e identificazione di ioni e particelle

Lo studio di processi di trasferimento di carica ha accompagnato la fisica atomica sin dagli inizi [Boh54]. Dagli anni 60 studi di interazione base tra ioni e atomi erano assistite da misure caratteristiche CER, come la radiazione Lyman- α , emessa durante processi di collisione in gas rarefatti. Queste ricerche hanno fornito informazioni per la modellizzazione di fenomeni in aree molto diverse come astrofisica, scienze planetarie, fusione termonucleare e fisica dei plasmi. Rilevanti aspetti dei processi CER, come la loro alta efficienza nella generazione di raggi X, sono stati scoperti solo recentemente [Cra02]. Tuttavia, studi di laboratorio e astrofisici mostrano ancora discrepanze nelle previsioni basate su modelli atomici [Den10].

Sorprendentemente, nonostante l'intensa attività in questa ancor fertile area di ricerca, la radiazione indotta di cambio carica non è ancora mai stata sfruttata a pieno come principio base in una qualsiasi tecnica di rivelazione di nuclei o particelle, in modo da individuare e indentificare specifici ioni e particelle a bassa energia.

L'esperimento DICER cerca di studiare un nuovo metodo per l'identificazione di particelle basato sulla rivelazione di emissione CER. Come illustrazione del metodo consideriamo un protone a bassa energia (poche decine di keV) che collide con particelle di un gas in condizioni standard (STP). Centinaia di fotoni CER vengono prodotti, e appartenenti in particolare a radiazione di tipo Lyman- α . Di contro radiazione CER è assente quando radiazioni beta e gamma si propagano nel gas. Quindi in questo caso è possibile rivelare la presenza di particelle a bassa energia attraverso la rivelazione di fotoni CER e, in aggiunta, di escludere che tale processo sia causato da eventi di fondo. Queste due caratteristiche simultanee non sono banali usando altri mezzi di rivelazione. La stessa idea, che i fotoni CER rappresentino una firma univoca del proiettile, può venir sfruttata per la rivelazione di particelle alpha o pioni carichi positivamente, muoni e rinculi nucleari. Oltre a questo neutroni e altre particelle neutre possono anch'esse essere identificate attraverso emissione CER da ioni di rinculo dopo reazioni elastiche o anelastiche in un mezzo.

Il metodo proposto, la tecnica CER, può avere un rilevante impatto in diversi campi di fisica delle particelle e fisica nucleare dove ioni di rinculo a bassa energia hanno bisogno di essere discriminati da attività indotta da fotoni o elettroni (fondo). Metodi usuali per la rivelazione di rinculi nucleari sfruttano la scintillazione e la ionizzazione, le quali sono caratterizzate da basse efficienze o da bassa reiezione di eventi di fondo a basse energie (sotto i 100keV). Al contrario la tecnica CER potrebbe offrire alta efficienza e fornire informazioni utili in aggiunta alla ionizzazione e scintillazione.

1.3 Possibili applicazioni per la tecnica CER

La tecnica di rivelazione CER potrebbe avere un grande impatto per diversi campi di studio. Ad esempio alcune applicazioni sono elencate qui di seguito.

La tecnica CER potrebbe essere molto utile per gli studi riguardanti il neutrino, la materia oscura e in particelle e misure di fisica nucleare dove la rivelazione di rinculi a bassa energia e la loro discriminazione dal fondo di beta e gamma è cruciale.

Ricerche per la materia oscura nella forma di “Particelle massive di debole interazione” ossia “Weakly Interacting Massive Particles” (WIMPs), sono basate sulla rivelazione di scattering elastico da nuclei pesanti. Argon e Xenon liquido sono proposti [LNG13], ad esempio, perché consentono la rivelazione simultanea di scintillazione e ionizzazione. Il diverso rapporto tra scintillazione e ionizzazione per rinculi nucleari causato da WIMPs, e per rinculi di elettroni causato da background (beta e gamma), è l’unico criterio per una discriminazione evento-da-evento.

Considerazioni simili possono essere fatte per esperimenti basati su liquidi nobili, come i recentemente proposti CLEAN [LNG13], che hanno come obiettivo la rivelazione di neutrini solari e di supernova a bassa energia misurando eventi di scattering elastico di neutrini con elettroni ($\nu e^- \rightarrow \nu e^-$) e nuclei ($\nu N \rightarrow \nu N$). Finora l’unico criterio per distinguere $\nu N \rightarrow \nu N$ da $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$ (e dal background radioattivo) è basato sulle differenze tra rinculi nucleari ed elettronici nella forma dell’impulso del segnale di scintillazione. La rivelazione di segnale CER prodotto da rinculi nucleari darebbe un maggior potere di reiezione.

Esperimenti basati su acceleratori alla ricerca di oscillazioni del neutrino, come il T2K [Abe11], usano interazioni del tipo CCQE (“Charged Current Quasi-Elastic”) per ricercare la comparsa di neutrini dell’elettrone ($\nu_e n \rightarrow e^- p$) in fasci di neutrini del muone. Misure precise di parametri riguardanti le oscillazioni del neutrino richiedono predizioni accurate di campioni di segnale. Questo implica una descrizione precisa della sezione d’urto CCQE del neutrino. L’interazione CCQE del neutrino del muone ($\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$), che è il processo dominante ad energie comprese nell’intervallo 200-2000 MeV, forniscono una calibrazione per il fascio di neutrini e per la sezione d’urto dell’interazione. L’incertezza maggiore nella misura della sezione d’urto dipende dalla povera sensibilità ai protoni di rinculo di bassa energia. Radiazione CER emessa anche da protoni ad energia molto bassa (decine di keV) nello stato finale (μ^-, p) delle interazioni può essere usata come trigger per eventi CCQE e migliorare la reiezione di fondo nelle misure della sezione d’urto.

2. L'apparato sperimentale

L'obiettivo principale dell'esperimento DICER è quello di misurare lo spettro della luce proveniente da un bersaglio gassoso in cui vengono fermati protoni di bassa energia. A tale scopo è stato costruito un apparato che consiste in una cameretta che funge da bersaglio gassoso, il cui interno si può osservare da varie finestre tramite fototubi e con monocromatore in grado di misurare lo spettro luminoso dai 100nm agli 800nm.



Figura 3. Camera e monocromatore

Più in dettaglio, la parte principale del rivelatore è formato (vedere figura 3), da una camera cilindrica a tenuta stagna (tenuta di vuoto fino a pressione residua di circa 10^{-5} mbar) con 6 finestre laterali (tre per ogni lato). Tali finestre servono per osservare il volume interno della camera tramite rivelatori di fotoni. L'energia dei protoni e la pressione dei gas vengono fissati in modo tale che i protoni si fermano in corrispondenza del centro di una delle finestre. Nelle misure effettuate si è scelta la finestra più a monte, ovvero quella che osserva la regione più vicina all'ingresso dei protoni nella cameretta.

Utilizzare gas con elevato grado di purezza è molto importante, al fine di evitare di contaminare lo spettro che si vorrebbe osservare, in particolare nella regione della riga Lyman- α . E' dunque importante poter pulire la camera dal gas residuo adsorbito tramite diversi cicli di riempimento con il gas di interesse e successivo svuotamento.

Anche per questo è necessario che la camera abbia una ottima tenuta di vuoto. Per il controllo della pressione e dei flussi del gas all'interno della camera vengono usate diverse valvole, tra cui alcune valvole a spillo ed un limitatore speciale di pressione della bombola del gas che permette anche l'evacuazione della linea del gas stessa. Le varie linee di vuoto e gas sono realizzate con tubi flessibili (tombak) a forte tenuta di vuoto.

Il volume della camera è isolato dall'esterno tramite finestre di MgF_2 che evitano la fuoriuscita del gas e permettono di osservare un ampio spettro di lunghezze d'onda. Il fascio di protoni entra nella cameretta attraverso una finestra costituita da Havar, che evita la fuoriuscita del gas nel tubo a vuoto dell'acceleratore.

I dispositivi di rivelazione della luce usati nelle misure discusse in questa tesi sono costituiti dai fototubi (PMT) calibrati. In particolare abbiamo utilizzato un PMT Hamamatsu R1450, che misura direttamente fotoni dalla camera, posizionato su una delle finestre più a valle; PMT Hamamatsu R6836 con anteposto un filtro ottico con stretta banda passante attorno a 121nm, posto su una delle finestre laterali più a monte; PMT Hamamatsu R6836, che misura la luce in uscita dal monocromatore. L'ingresso del monocromatore è posto sull'altra finestra laterale a monte.

Per misurare le caratteristiche del fascio e per esigenze di calibrazione all'interno della camera si trova un dispositivo che funge da Faraday cup quando la camera è in vuoto e da cameretta a ionizzazione quando è immerso in gas. Il dispositivo può muoversi lungo l'asse della camera con un escursione di 100 mm e una sensibilità ben migliore del mm.

Per definire precisamente la geometria del fascio incidente sulla finestra di ingresso in Havar e misurarne l'intensità, a monte della camera è utilizzata una seconda camera a vuoto contenente 3 collimatori fissi con fori decrescenti fino a 500 μm e un intercettatore mobile di fascio.

2.1 Dettagli sperimentali

Gas utilizzati

I gas utilizzati per l'esperimento sono stati CO_2 (N.CE 204-696-9) di grado 5.5 (contaminazioni inferiori a 5ppm), Krypton (N.CE 231-098-5) e Argon (N.CE 231-147-0) entrambi di grado 4.0 (contaminazioni inferiori a 100ppm).

La camera di scattering

La camera principale (di scattering) già introdotta in precedenza (figura 3) è essenzialmente un cilindro in acciaio con un diametro interno di 60mm e lunghezza di 500mm. Il fascio entra nella camera attraverso la finestra di ingresso e i dispositivi di rivelazione osservano l'interno attraverso finestre laterali poste a 80cm, 250cm e 420cm

dall' ingresso del fascio e a distanza 44mm dall'asse della camera. Sono inoltre presenti diversi alloggiamenti per le numerose valvole utilizzate, tra cui valvole a spillo per la regolazione fine della pressione dei gas e per permettere evacuazioni e rientri lenti. Minimizzare i flussi di gas ed evitare forti transienti di pressione è importante per evitare il danneggiamento della finestra d'ingresso del fascio.

Finestra di ingresso dei protoni

La finestra di Havar serve per separare il volume della camera da quello a monte, dove si propaga il fascio (in vuoto). La finestra è tale da resistere a una differenza di pressione tra i due lati di almeno 2atm.



Figura 4. Finestra di Havar che separa il volume della camera dal volume a monte, dove si propaga il fascio di protoni

L'havar è una lega a base di cobalto (42.0%) malleabile ad alte temperature che assicura una grade resistenza a stress termici e da radiazione. La lega ha un'eccellente resistenza alla corrosione, non è magnetica ed ha un coefficiente di espansione termica molto basso.

Dai test effettuati la finestra utilizzata (spessa $2.5\mu\text{m}$ e del diametro di 8 mm) riesce a resistere per diverse decine di ore a protoni di 2.8MeV con correnti costanti fino a 500nA, vari cicli di pressione-vuoto, pressioni differenziali fino a 1.5atm senza osservare alcun segno d'usura. La finestra è fissata attraverso un o-ring di Indio per permettere la tenuta del vuoto.

La finestra è a tenuta di luce. Non ci aspettiamo che i protoni, attraversando la finestra, producano una quantità di luce di rilievo.

Il sistema di vuoto

Il vuoto è ottenuto con pompe turbo-molecolari e misurato con sensori di pressione assoluta (range da 1mbar fino a 2atm) e sensori penning e pirani (range da 1atm fino a 10^{-8} mbar per l'aria, da circa 50mbar a 10^{-8} mbar per gli altri gas utilizzati). Questi sono disposti in vari punti delle camere, nel monocromatore e nella linea del gas.

Diverse aperture sulla camera sono costituite dalle flange alle quali sono collegate diverse valvole per il controllo di ingresso e uscita del gas. Esse sono connesse tramite un o-ring e un'apposita cravatta.

Monocromatore Horiba H20 UVL

Il monocromatore scelto è disegnato appositamente per analizzare il range del vacuum ultraviolet 100-400 nm quando usato in vuoto, o 190-400 nm in aria. Il monocromatore è caratterizzato da una scansione veloce e precisa. Il principio di funzionamento è basato su un singolo reticolo (1200 righe/mm) sferico olografico con correzione di aberrazione e con un angolo di deviazione di 64° . La risoluzione di righe spettrali può arrivare a



Figura 5. Monocromatore Horiba H20 UVL

0.1nm, con collimatori al minimo. L'accettanza del monocromatore per fotoni del range 100-200 nm dipende naturalmente dall'apertura dei collimatori. Nelle nostre condizioni di misura, con collimatori in posizione intermedia (risoluzione di 2nm) stimiamo che la probabilità che un fotone Lyman- α prodotto nella regione di osservazione all'interno della camera, sia propagato fino all'uscita del monocromatore è dell'ordine di 10^{-6} .

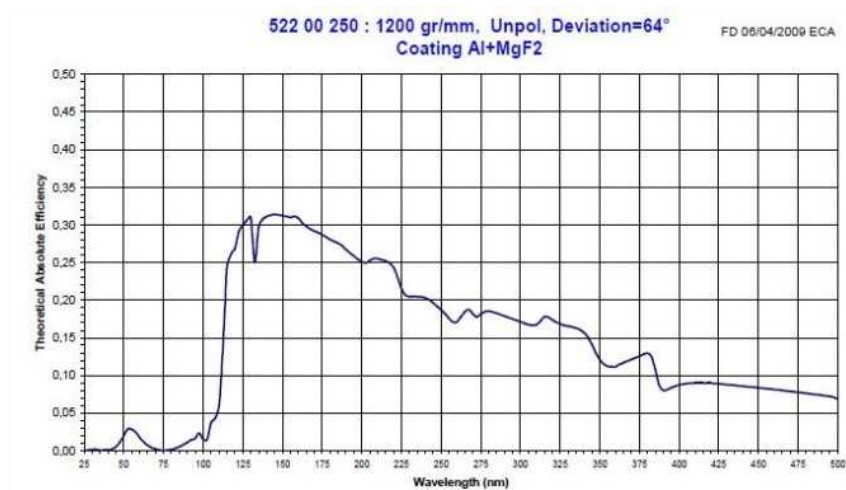


Figura 6. Curva di efficienza del reticolo

I fotorivelatori



Figura 7. Struttura interna dei fototubi utilizzati. Da sinistra PMT R6836 e PMT R1450

Ruolo cruciale nel metodo CER è svolto dai fotorivelatori. Ci si aspetta infatti che la resa dell'esperimento sia di circa 10^2 fotoni a 121nm per particella. Questa è una rate elevata e richiede una grande efficienza di rivelazione e una sensibilità al singolo fotone. Questi prerequisiti non sono così comuni tra i rivelatori che lavorano nel dominio del vacuum ultravioletto (100-250 nm). L'amplificazione interna dei dispositivi utilizzati arriva infatti a 10^7 , il che significa che un impulso prodotto dal singolo fotone è ben misurabile. In generale l'alto guadagno, il basso rumore intrinseco, l'estrema prontezza, l'elevata risposta in frequenza e l'ampia superficie sensibile fanno sì che questo dispositivo sia largamente usato in fisica delle particelle associato a scintillatori, in astronomia (dove, grazie alla loro rapidità di risposta sono utilizzati ad esempio per le occultazioni) e in medicina nella diagnostica per immagini. I PMT soffrono però di alcune limitazioni: la loro sensibilità spettrale è limitata a circa 110nm a causa del taglio di efficienza della finestra di MgF_2 , soffrono la presenza di He e la loro risposta è affetta da campi magnetici. Inoltre i PMT per lavorare hanno bisogno di alta tensione di alimentazione ($> 800\text{V}$), specialmente in applicazioni dove il conteggio del singolo fotone è importante.

I fotorivelatori usati per l'esperimento sono due PMT R6836 e un PMT R1450. Il primo modello viene usato per la rivelazione del segnale, inserendo quindi i PMT R6836 a monte del monocromatore e del filtro MgF_2 . Vengono usati questi fotorivelatori perché presentano

un'efficienza quantica che si presta bene per rilevare segnale nella zona del vacuum ultravioletto. Entrambi i fototubi vengono alimentati ad una tensione di 1300V garantendo quindi un guadagno dell'ordine di 10^7 .

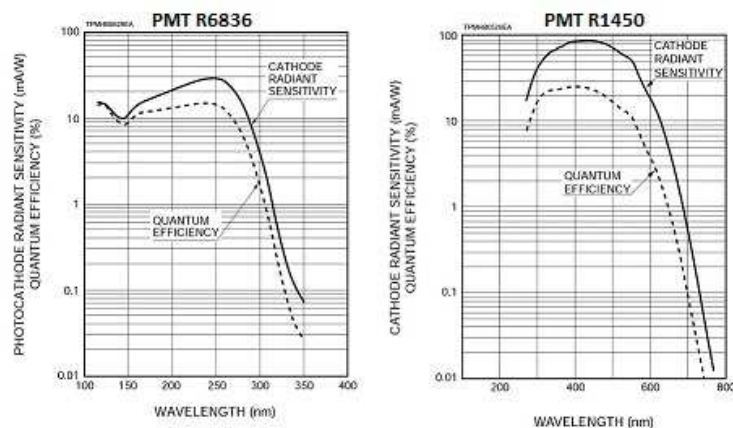


Figura 8. Curve di efficienza quantica per i due PMT

Il PMT R1450 viene invece installato per la rivelazione di segnale di monitor. Questo tipo di fototubi non lavora alle lunghezze d'onda di interesse per il segnale ma ha il suo picco di efficienza intorno ai 400nm ed è praticamente nullo fuori dell'intervallo 200-700 nm. La tensione di alimentazione usata per questo fotorivelatore di monitor è di 1400V che equivale ad un guadagno dell'ordine di 10^6 .

E' importante evitare che i PMT producano scariche, essendo alimentati con tensione negativa ed essendo il catodo vicino a regioni metalliche. Dunque in fase di montaggio abbiamo mandato in battuta i fototubi su sottili dischi isolanti, neri e con un foro al centro, che fungevano anche da diaframmi di apertura ben definita.

Finestre in MgF_2

Per osservare luce di lunghezza d'onda nell'intervallo 110-700 nm e per isolare il gas dall'ambiente esterno si utilizzano finestre in MgF_2 di spessore 2mm. Queste vengono incollate alle flange tramite della colla da vuoto. Durante l'esperimento hanno tenuto senza problemi numerosi cicli di pressione-vuoto (con pressione residua di circa $10^{-5} \sim 10^{-6}$ mbar).



Figura 9. Finestra di MgF_2 inserita ed incollata in flangia da vuoto

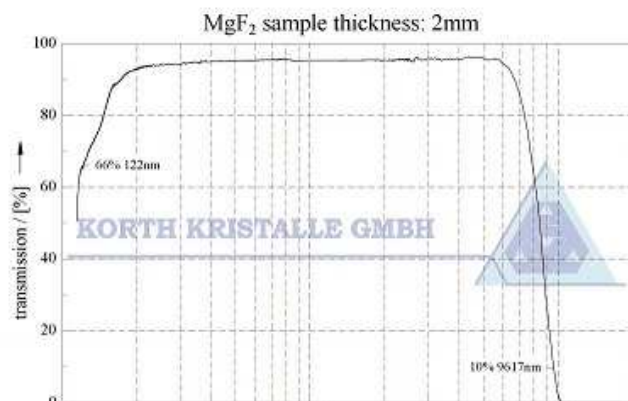


Figura 10. Funzione di trasferimento per la finestra in MgF_2

Filtro in MgF_2

Per selezionare la riga Lyman- α con accettazione superiore a quella del monocromatore si osserva attraverso un filtro in MgF_2 lo stesso volume di interesse, dalla finestra opposta a quella a cui si affaccia il monocromatore. Il filtro (FN122-XN-1D, della Princeton Instruments) è un Extra Narrowband Filter con lunghezza d'onda di picco a 121.6nm \pm 2.5nm e FWHM: 10nm. La trasmissione di picco è di circa 8% con reiezione della luce nel visibile migliore di 10^4 .

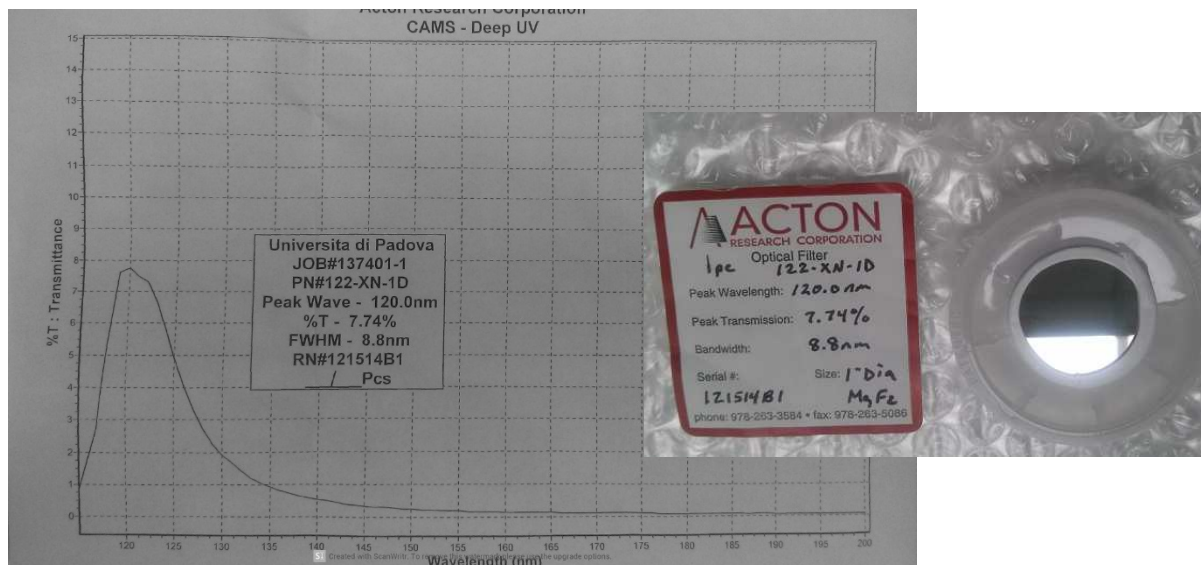


Figura 11. Filtro in MgF_2 e sua trasmittanza caratteristica in funzione della lunghezza d'onda. Il picco si trova in posizione 120.0 nm

Il montaggio del filtro avviene sulla stessa flangia dove viene posizionato il fototubo di rivelazione del segnale. Il filtro viene posizionato tra due dischi di polietilene di spessore 1mm, diametro di 38mm e con un foro centrale di 4mm in modo da avere un'accettanza angolare definita. Per non rovinare il filtro viene applicato sul bordo un sottile strato di teflon bianco e viene inoltre mantenuta la distanza tra i due dischi tramite un o-ring. La flangia viene poi avvitata alla finestra di MgF_2 con un altro o-ring nel mezzo.

Faraday cup e camera a ionizzazione

Al fine di misurare le caratteristiche del fascio all'interno della camera si è utilizzato un dispositivo per misurare la carica elettrica indotta dal fascio sia con la camera in vuoto sia in gas. Il dispositivo consiste in una coppa di metallo la cui funzione è quella di catturare gli ioni o gli elettroni liberi nel vuoto (Faraday Cup o FC). Quando uno ione



Figura 12. Faraday Cup all'interno della camera

finisce sul metallo della coppa la sua carica viene neutralizzata e si forma una corrente. Misurando la corrente si può conoscere il numero di ioni che sono stati assorbiti dal rivelatore per unità di tempo. Per evitare di falsare la misura a causa della rimozione di elettroni causata dall'urto dei protoni del fascio sulla superficie della coppa, la si ricopre con una griglia (trasparente per i protoni incidenti) che è isolata elettricamente e posta a potenziale negativo (-400V) rispetto alla coppa stessa. La griglia respinge gli elettroni evitando che fuoriescano e forzandoli a ritornare alla coppa.

La FC creata appositamente per DICER funziona in modo da rilevare le correnti in arrivo quando utilizzata in vuoto, mentre funziona come piccola camera a ionizzazione quando utilizzata in gas. Infatti, imponendo un potenziale positivo alla griglia (anodo) rispetto alla coppa (catodo) si crea un campo elettrico che tende a separare le cariche opposte. Dunque quando la coppa è immersa in gas la parte del fascio che attraversa la regione tra anodo e catodo produce coppie elettroni-ioni che vengono separate ed inducono correnti sugli elettrodi. Nel caso di DICER si legge la corrente indotta sulla coppa.

La FC di DICER ha una coppa con forma concava di paraboloide di rotazione. Il diametro interno massimo è di circa 15mm. La distanza massima tra griglia e fondo (al centro della coppa) è di circa 10mm mentre la minima (ai lati) è di circa 3mm.

La FC può essere spostata longitudinalmente per coprire quasi l'intera lunghezza della camera.

La camera per la collimazione e misura dell'intensità del fascio

L'utilizzo della camera di collimazione risiede nella necessità di un fascio abbastanza stretto e collimato. Per far ciò si utilizzano i 3 collimatori al suo interno che garantiscono un diametro di fascio e una collimazione tali da ridurre al minimo eventuali collisioni di questi con la struttura metallica esterna all'Havar in modo da evitare la generazione di raggi X che andrebbero ad influenzare le misure. Oltre a questi è inoltre presente un intercettatore mobile (tramite un servo motore) di fascio che, se posto sull'asse dei collimatori, insieme a quest'ultimi legge la corrente totale di fascio. Collimatori e intercettatore sono costituiti di tantalio (per minimizzare la produzione di raggi X e gamma) e sono elettricamente isolati dal resto dell'apparato per permettere la lettura della corrente dovuta alle particelle assorbite.

2.2 Elettronica

L'elettronica utilizzata per le misure consiste principalmente in alcuni moduli NIM per l'amplificazione ($\sim \times 20$) in corrente (Ampli Philips mod. 741, 16 ch.) dei segnali dei fotomoltiplicatori. I segnali amplificati vengono discriminati con singola soglia (a 30mV) sul fronte di salita (senza compensazioni) con un modulo NIM Lecroy. I segnali discriminati vengono contati (nell'unità di tempo) con scale NIM (CAEN). Per la misura delle correnti di fascio, ed in alcuni casi delle correnti dei PMT, è stato utilizzato un pico-amperometro (Keithley 410) la cui uscita analogica è stata acquisita tramite ADC su bus VME.

3. L'esperimento

Le prese dati preliminari (estate 2015) sono state dedicate principalmente alla caratterizzazione del nuovo apparato per una sua dettagliata conoscenza. In questo capitolo vengono dunque discusse in primo luogo le calibrazioni dell'apparato. Successivamente si illustrano le stime per i conteggi attesi per i segnali noti (ad esempio rate di fotoni da scintillazione dei Argon) e per il segnale di Lyman- α . In fine si presentano le misure preliminari effettuate per la ricerca dell'effetto di emissione per scambio carica in Argon, Krypton e CO₂.

3.1 Calibrazione

La calibrazione del sistema consiste innanzitutto nell'allineamento delle camere di collimazione e di scattering con il tubo a vuoto di passaggio dei protoni. Per fare questo si è utilizzato un laser allineato secondo l'asse del fascio. Si è dunque spostata la camera di collimazione in modo da centrare la finestra di ingresso con il fascio laser. (L'apparato è sostenuto da 4 viti poste sul fondo in modo da regolare velocemente l'inclinazione e l'altezza). Infine si è allineata la camera di scattering a valle.

La camera di collimazione, oltre alla definizione della geometria del fascio entrante in camera di scattering, ha il compito fondamentale della misura della intensità della corrente di fascio. La parte principale viene svolta, come anticipato, dai 3 collimatori assiali che, insieme all'intercettatore, leggono la totalità della corrente. La corrente sui collimatori assiali è proporzionale alla corrente sull'intercettatore e quindi, misurata la costante di linearità, una volta estratto l'intercettatore, i collimatori forniscono una misura della corrente di fascio.

Come prima calibrazione è stata dunque misurata la proporzionalità tra intensità sui collimatori e sull'intercettatore. Si è verificata una buona linearità, che deriva in effetti da una buona stabilità nella posizione del cammino del fascio. In secondo luogo, utilizzando Argon ad 1atm come gas bersaglio e un PMT monitor affacciato ad una delle finestre laterali (si è montato verso l'estremo opposto rispetto alla camera di collimazione per minor ingombro) si effettua la verifica della proporzionalità lineare tra la corrente (misurata dall'intercettatore in camera di collimazione) e il fototubo monitor. In caso di una relazione lineare infatti l'utilizzo di questo come normalizzatore delle misure sarebbe giustificato. Osservando la figura 13 si può dire che la dipendenza tra i due sia verificata.

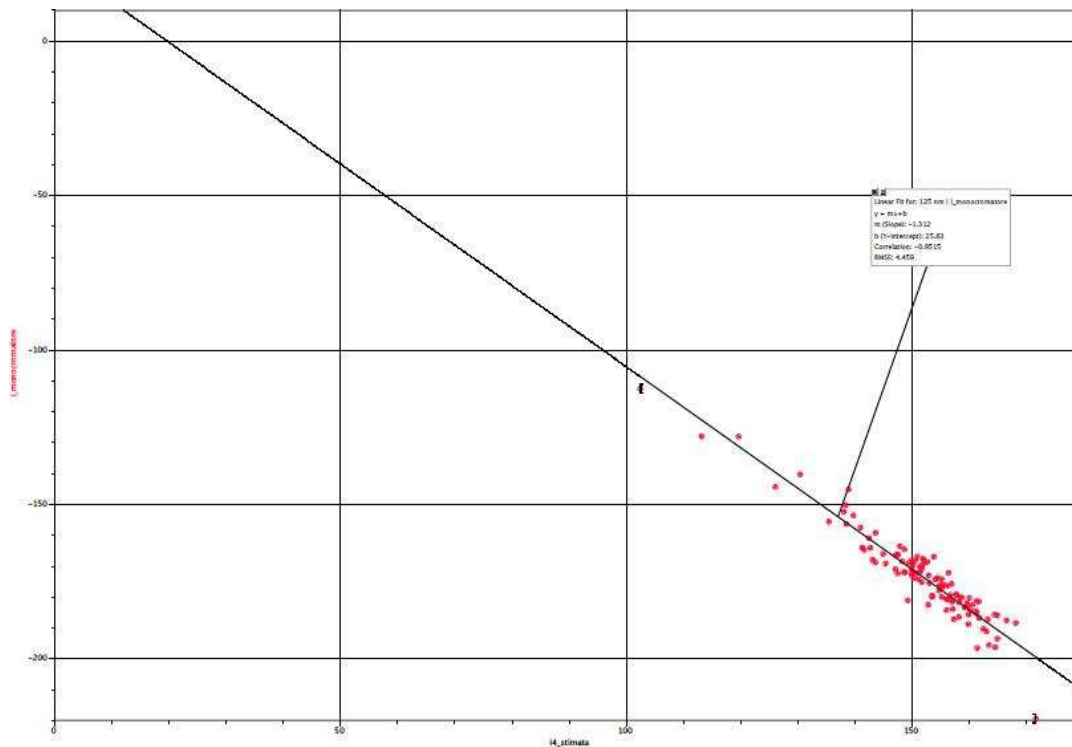


Figura 13. Relazione tra corrente rilevata dal fototubo monitor (in ordinata) e dalla camera di collimazione (in ascissa)

La calibrazione è proceduta con la stima della corrente di arrivo dentro la camera tramite l'utilizzo della FC (in cui braccio di supporto e movimentazione entra dall'estremo opposto rispetto alla direzione di provenienza del fascio).

Inizialmente si tiene la camera in vuoto con una pressione di circa 10^{-5} mbar e la FC a distanza 28mm dalla finestra di Havar con un potenziale in griglia -400V (rispetto alla coppa). Viene quindi annotata la misura di corrente ottenuta dalla FC e la si confronta con la misura ottenuta dai collimatori.

Dai risultati ottenuti effettuando misure con diverse correnti di fascio, si osserva una corrente in camera di scattering inferiore di circa un fattore 10 rispetto alla corrente in ingresso. Ad esempio per una corrente di fascio di 120nA si trova che la corrente effettivamente presente in camera è di circa 14nA. Questa riduzione è dovuta alla divergenza angolare residua del fascio a valle dei collimatori e ad un non perfetto allineamento tra le due camere.

Si osserva che il fascio è rimasto molto stabile per tutte le misure eseguite: infatti le fluttuazioni dell'intensità del fascio non hanno superato il 15% (rms).

Lo studio della pressione più opportuna (per i vari gas) per arrivare con il fine range in corrispondenza del centro della prima finestra è stato effettuato tramite scansioni in posizione della FC, utilizzata in modalità "camera da ionizzazione". In questa modalità si

ottiene il profilo dell'energia persa dal fascio lungo la camera ovvero la dE/dx (mediata tra griglia e coppa della FC) in funzione della coordinata longitudinale. Si dovrebbe quindi notare l'andamento della curva di Bragg.

Ad esempio si è utilizzata CO_2 ad una pressione di 1100mbar con un energia nominale di fascio di protoni di 2.8MeV e una corrente di fascio di 120nA. La scansione si è effettuata spostando la FC ogni 5 mm, tranne in corrispondenza del presunto picco di Bragg dove si effettua una scansione più accurata (una misura ogni 2-3 mm) e mediando la misura per circa 3 minuti.

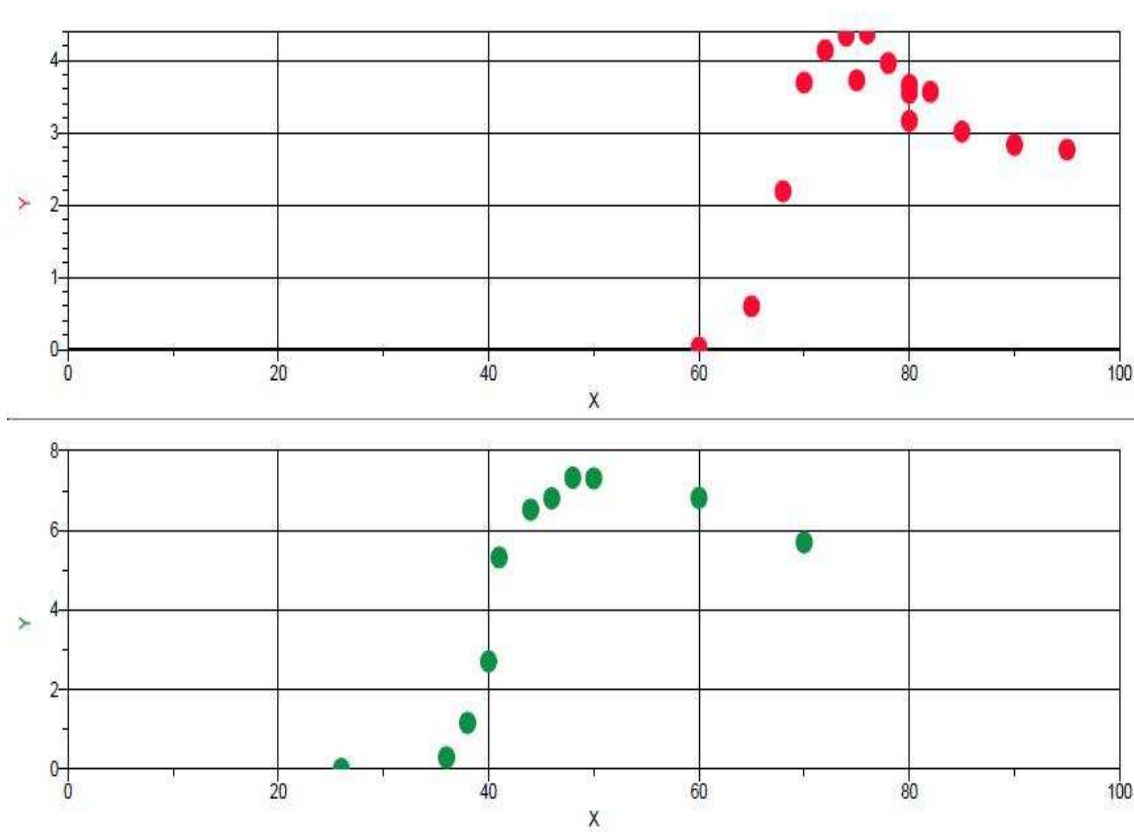


Figura 14. Scansioni della corrente rilevata dalla Faraday cup.

Le scansioni qui riportate (figura 14) hanno in ascissa il valore letto sulla scala graduata della FC esterna alla camera. Il valore “0” corrisponde quindi alla posizione di maggiore distanza dall’havar, mentre al valore “100” equivale la posizione di minore distanza che risulta essere di 24mm. Osservando il grafico dei risultati ottenuti si osserva una figura coerente con ciò che ci si aspetta, ovvero un ben definito picco di Bragg.

Per un’analisi quantitativa è necessario considerare l’effettiva energia del fascio in camera. In particolare la presenza di Havar implica una perdita di energia. In tabella 1 si trovano per diverse energie nominali di fascio le rispettive energie residue a valle

dell'Havar ed il range previsto in CO₂ (STP, con densità di 0.0018 g/cm³). Il programma di calcolo utilizzato è Lise++ [LISE++].

Assumendo una proporzionalità diretta tra pressione e distanza percorsa in camera e confrontando questi dati con quelli sperimentali si trova una differenza di energia dei protoni rispetto al valore nominale di circa 240keV. In particolare si riscontra, tramite il range dato dalla posizione del picco di Bragg, un energia di 2.42MeV che corrisponde a 2.56MeV a monte dell'Havar rispetto ai 2.8MeV nominali.

Considerando questa calibrazione dell'energia del fascio si trovano infine le pressioni ottimali per avere la posizione a mezza altezza rispetto al picco di Bragg in corrispondenza del centro della prima finestra di camera. Per i diversi gas si trovano le seguenti pressioni ottimali: Argon 1230 mbar; Krypton 820 mbar; CO₂ 800 mbar.

protoni in CO ₂ (STP)				densità=0.00183				protoni attraverso havar (2.5um)		
E (MeV)	R (mm)	dR (mm)		E (MeV)	E residua (I Elast			E (MeV)	E residua (I Elast	
	1	16,5	0,23		1,26	1	0,25			
	1,5	31	0,36		1,71	1,5	0,2			
	2	49,4	0,67		2,18	2	0,169			
2,64	2,5	71	0,94	2,66	2,5	0,148				
2,82	2,69	80	1							
3,13	3	96	1,2	3,16	3	0,132				
	3,5	124	1,6	3,64	3,5	0,119				
	4	156	1,9	4,14	4	0,109				
	4,5	190	2,3	4,63	4,5	0,101				
	5	227	2,7	5,13	5	0,093				

Tabella 1. Per una data energia dei protoni, la tabella mostra energia residua dopo l'attraversamento dell'Havar e, per questa energia, ci permette di conoscere il range medio che il protone riesce a percorrere in CO₂ (STP) ad una densità di 0.00183 g/cm³. I calcoli sono eseguiti con il programma Lise++.



Figura 15. Isolamento da raggi X effettuato tramite listelle di Piombo sul fototubo PMT2 con il filtro a 120 nm

L'impatto del fascio con l'Havar e soprattutto con i materiali attorno alla finestra di ingresso (ricordiamo che il 90% non entra in camera) potrebbe dare origine a raggi X che propagandosi in camera o impattando sui rivelatori potrebbero produrre intenso fondo. L'ultima operazione di controllo effettuata è stata dunque la verifica riguardo alla presenza di raggi X.

Per far ciò si sono effettuate 3 misure (con CO₂ ad una pressione di 800mbar): una misura di buio a fascio spento, un misura a fascio acceso e una misura a fascio acceso ma intercettato. Ogni misura presenta

3 differenti rilevazioni relative ai 3 diversi fototubi presenti in camera.

Si è osservata una differenza sostanziale tra la misura a fascio acceso e le misure a fascio spento o intercettato e non si nota una discrepanza rilevabile tra le misure a fascio spento e a fascio intercettato. Ciò implica l'assenza di fondo (o comunque la scarsa influenza) da raggi X nella presa dati.

3.2 Stime preliminari dei conteggi attesi

3.2.1 Stime di accettazione angolare

Per effettuare una stima del segnale che ci si aspetta è necessario prima valutare la misura di accettazione ovvero la probabilità che dato un fotone emesso nella camera in corrispondenza del centro delle finestre di osservazione esso arrivi ai diversi rilevatori di fotoni. In particolare ci concentriamo sulla stima dell'accettazione per i PMT a valle del monocromatore (PMT1) e del filtro di MgF_2 (PMT2)

L'accettazione del PMT2 è definita dal dischetto in polietilene dove il PMT va in battuta. Questo infatti presenta un foro del diametro di 4 mm, molto più piccolo dell'area attiva del rivelatore. Bisogna quindi calcolare la distanza alla quale il disco è posto; si conosce la distanza dal centro della camera che risulta essere di 44mm, è presente poi un o-ring di spessore 5mm come collegamento tra flangia da vuoto e camera, un primo disco con diametro di 4mm e spessore 1mm e un secondo o-ring di spessore 5mm per evitare contatti tra il filtro e il polietilene. La distanza totale risulta quindi essere di 55mm. Per il calcolo dell'accettazione si suppone di avere una sorgente puntiforme al centro della camera. L'approssimazione può dirsi buona se il rapporto tra la lunghezza di interesse al centro della camera dove si attende il segnale, che corrisponde al diametro della finestra, e la distanza del rivelatore è molto minore di uno, in questo caso, avendo il diametro della finestra di osservazione di 4mm, il rapporto risulta 0,07. Con questi dati l'accettazione angolare del fototubo connesso al filtro si stima essere di $3.3 \cdot 10^{-4}$.

Per il calcolo dell'accettazione del PMT1 si devono considerare le due fenditure poste in ingresso e in uscita al monocromatore. Essendo state entrambe regolate con la stessa apertura, chi che determina l'accettazione angolare è la fenditura in uscita. L'area di apertura impostata è circa $6 \times 1,5 \text{ mm}^2$. La distanza del collimatore viene calcolata come la somma tra la distanza della flangia dal centro della camera, uguale per il fototubo con filtro, e il percorso che la luce compie all'interno del monocromatore, ovvero distanza tra finestra di ingresso, reticolo e finestra di uscita. Il totale risulta essere di 255mm a cui corrisponde un'accettazione angolare di $1,1 \cdot 10^{-5}$. Anche in questo caso si assume una sorgente puntiforme con rapporto tra larghezza di segnale e distanza del rivelatore di 0,016.

Avendo stimato le accettanze angolari ed utilizzando le percentuali di trasmissione di filtro e reticolo si può fare una stima del rapporto di intensità del segnale tra il monocromatore e il filtro: $R = \frac{\varepsilon_{mono}\Omega_{mono}}{\varepsilon_{filtro}\Omega_{filtro}}$. Ovviamente andrebbero prese in considerazione anche la trasmissione della finestra in MgF_2 , l'efficienza quantica dei fototubi ed il loro guadagno, ma essendo uguali per i due rivelatori in effetti non influenzano il rapporto.

Si stima dunque il rapporto R variare da 0,1 a 0,6 in funzione della lunghezza d'onda nella regione di interesse (vedere con la curva illustrata).

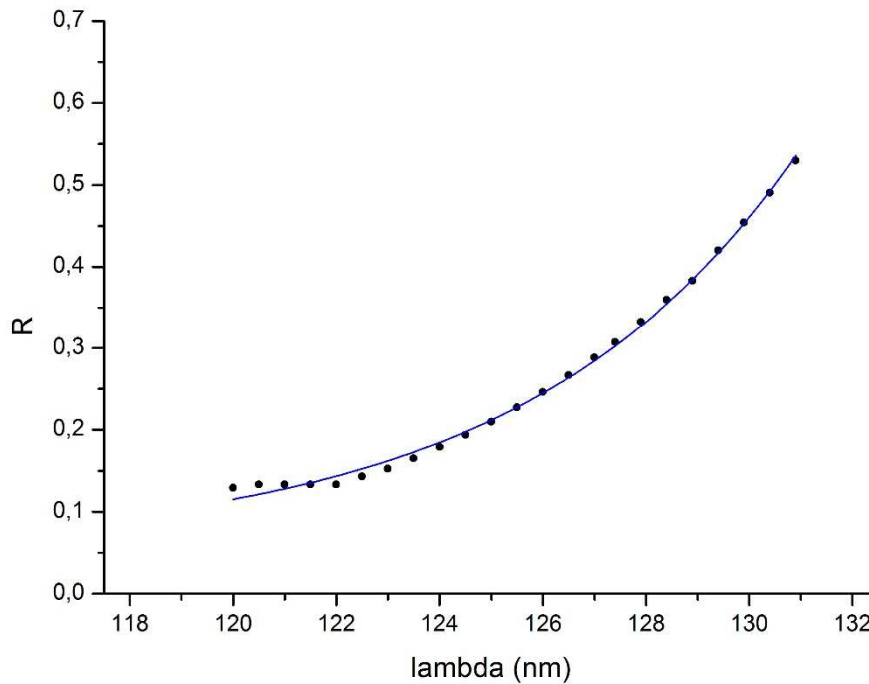


Figura 16. Funzione $R(\lambda)$ stimata

3.2.2 Stima di segnale da scintillazione di gas Argon

Ci aspettiamo nello spettro dell'Argon di osservare la sua (relativamente larga) riga di scintillazione attorno ai 128 nm. E' noto [Apr06] che rate di emissione per particelle al minimo di ionizzazione è di circa 30 fotoni per keV. Si può quindi usare questo segnale come calibrazione per poi confrontarlo con il segnale sperimentale per ottenere una stima dell'accettanza dei fotorivelatori.

Bisogna quindi valutare la rate effettiva di fotoni di scintillazione; per fare ciò si utilizzano le misure effettuate tramite FC di corrente presente effettivamente in camera. Questa ha un'intensità quindi di circa 14nA a cui corrispondono $8,7 \cdot 10^{10}$ protoni/s.

Per stimare la quantità di energia persa dal singolo protone si effettua una simulazione dove vengono inseriti come parametri l'energia totale dei protoni successiva all'attraversamento della finestra di Havar, che risulta essere di 2,42MeV, e la pressione del gas, ovvero 1230mbar.

I risultati della simulazione, ottenuti con Lise++ [LISE++] sono mostrati nel grafico seguente, che in effetti consiste nella curva di Bragg.

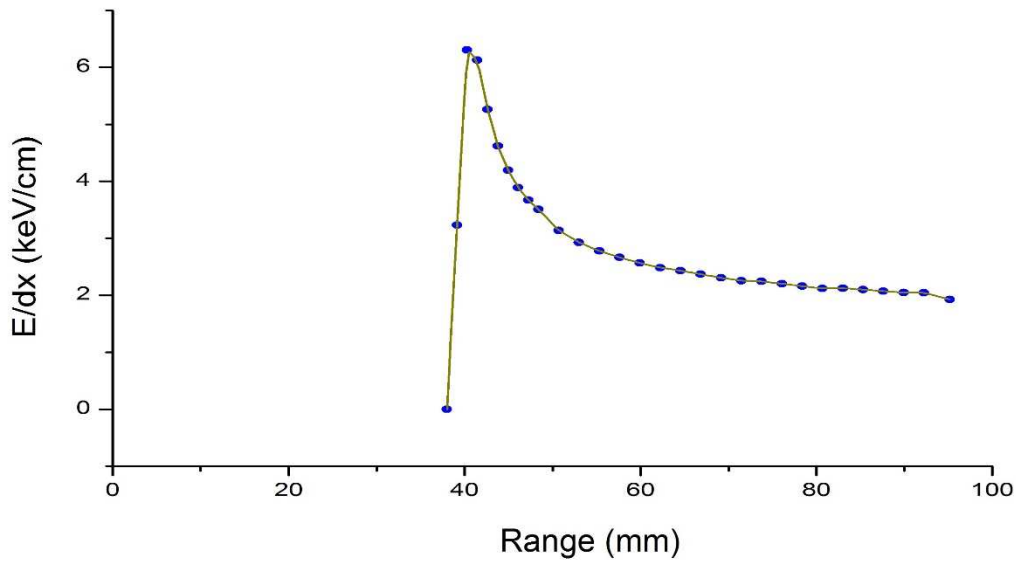


Figura 17. Curva di Bragg stimata per Argon a 1230 mbar. L'asse X si riferisce alla scala graduata della Faraday Cup

Considerando che il centro della finestra veniva posizionato sul punto a mezza altezza successivo al picco di Bragg, ovvero 84mm, e che la finestra presenta un diametro utile di 4 mm si può valutare l'energia utile per la formazione del segnale come l'integrale della curva di Bragg da 82 a 86 mm. Il risultato è di 140keV.

Questo ci dice che per ogni protone sono attesi circa 4200 fotoni da scintillazione. Ciò implica un segnale totale di circa $3,6 \cdot 10^{14}$ fotoni/s.

Per avere la stima del segnale atteso effettivamente per il fototubo del monocromatore e del filtro si può moltiplicare il segnale totale per l'accettanza angolare di entrambi i rivelatori, per l'efficienza di filtro e reticolo, per l'efficienza quantica dei fototubi e per la trasmissione della finestra in MgF_2 .

Risultano quindi le seguenti rate: $2,4 \cdot 10^8$ conteggi/s per il segnale di filtro (PMT2) e $8,1 \cdot 10^7$ conteggi/s per il segnale di monocromatore a 128 nm (PMT1).

3.2.3 Stima di segnale da scambio carica (CER)

Dalle stime con le sezioni d'urto per cattura e rilascio di elettroni da protoni nei vari gas, ci aspettiamo (ordine di grandezza) diverse decine $O(100)$ di fotoni per protone, ovvero $1/40$ rispetto al segnale di scintillazione in Argon. Stimiamo infatti che la produzione di fotoni CER è proporzionale al numero di cicli di cambi-carica e dipende dalle proprietà del mezzo attraverso la sezione d'urto di cattura e perdita di elettroni. Consideriamo un protone rallentato in un mezzo: mentre la sua energia cinetica cala da E_0 a E_1 , il numero di collisioni dove vengono formati atomi neutrali di idrogeno è: $N_e = n \int_{E_0}^{E_1} \sigma_e(E) \frac{dE}{S(E)}$, dove $S(E) = dE/dx$ è il potere frenante del mezzo, n è la densità atomica e $\sigma_e(E)$ è la sezione d'urto di cambio-carica per il completamento di un ciclo di cambio-carica. σ_e è definito in termini di sezione d'urto per cattura e perdita elettronica (σ_C e σ_L) dalla formula $\frac{1}{\sigma_e} = \frac{1}{\sigma_C} + \frac{1}{\sigma_L}$. Per i protoni, la sezione d'urto di cambio carica arriva ad un massimo ad un intervallo del livello di energia compreso tra 1keV e 100keV, a seconda del numero atomico del mezzo. Quindi, se l'intervallo di integrazione $E_1 - E_0$ viene ampliato, N_e tende ad un asintoto finito ed è possibile considerare il numero totale di cicli di cambio carica nel processo di rallentamento di un protone veloce come una funzione dipendente solo dalla natura del materiale percorso. Il numero di fotoni emessi è proporzionale al numero di cicli di cambio carica e dipende dal materiale. Come esempio, un protone con un'energia cinetica iniziale maggiore di 100keV completa tipicamente 10^3 cicli rallentando in gas STP fino a pochi keV e irradia qualche centinaio di fotoni CER.

3.3 Spettri di emissione ed assorbimento di vari gas

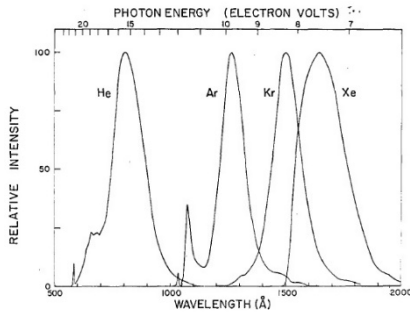


Figura 18. Righe continue di elio, argon, krypton e xenon. Si nota una copertura di sovrapposizione nella regione 580-200 nm. Tutte le curve sono state normalizzate impostando il massimo principale al valore di 100. L'intensità relativa, dunque, si riferisce solo al singolo continuo.

Le bande di emissione di luce nel Vacuum Ultraviolet di gas rari come Argon e Krypton sono state studiate negli anni 60 e 70, come ad esempio in [Huff65].

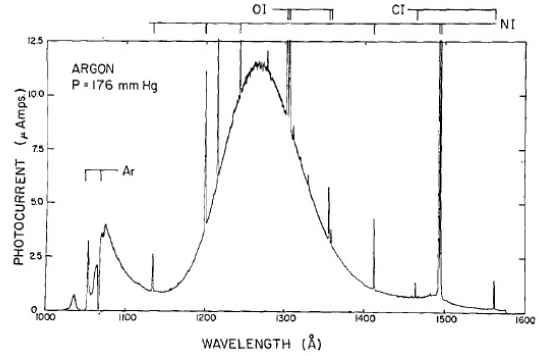


Figura 19. Continuo di argon ad una pressione di 0,23 bar

Il continuo di Argon mostrato in figura 19, ottenuto ad una pressione di 0,23bar, presenta una banda che si estende da 105nm a 155nm con un picco marcato vicino a 127nm. Nel grafico vengono mostrate inoltre le posizioni delle righe di risonanza (auto-assorbenza) a 104,8nm e 106,7nm. Si identificano inoltre righe d'impurità di N_I , O_I , e C_I .

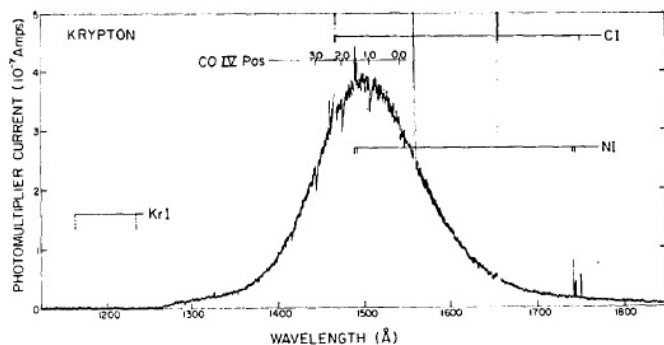


Figura 20. Continuo di krypton ad una pressione di 0,7 bar

osservano righe di risonanza, a causa dell'alta pressione usata, ma le loro posizioni sono indicate. Vengono inoltre mostrate righe di emissione causate da impurità di C_I e N_I . Per il krypton, il continuo può essere osservato fino a pressioni di 0,1bar, estendendo la larghezza di banda da 124nm a 180nm. Il primo continuo viene osservato intorno tra circa i 124nm e i 135nm e la sua massima intensità è molto simile al picco massimo dei 150nm. A pressioni alte tale picco diventa molto più debole fino a scomparire (come mostrato in figura 20). La perdita di questo continuo tra i 124nm e i 130nm è causata dall'auto-assorbenza della riga di risonanza con picco a 123,6nm, la quale si estende da 122nm arrivando anche ai 126nm.

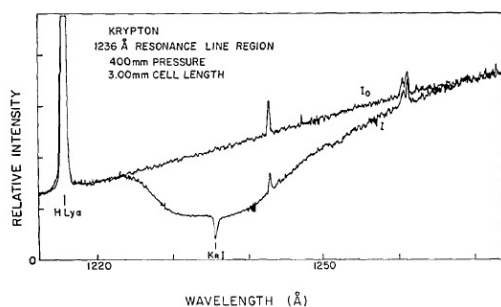


Figura 21 Curva di assorbimento del krypton nella regione della riga di risonanza a 123,6 nm. I_0 è la banda continua di argon senza gas in assorbimento in cella usata come background; I è lo spettro ottenuto con krypton ad alta pressione in cella.

Il continuo di Krypton, mostrato in figura 20, ha un range utile da circa 130nm a 180nm con un massimo intorno ai 150nm e mostra una distribuzione quasi simmetrica dell'intensità.

Questo spettro è stato acquisito con una pressione di 0.7bar. Dal grafico non si

Una conferma di questa spiegazione generale viene fornita dalle curve di assorbimento della riga di risonanza ad alta pressione del krypton a 123,6nm mostrata in figura 21.

E' da notare che gli spettri di emissione sono ottenuti tramite metodi di eccitazioni diversi da quelli usati in DICER. Gli atomi non vengono infatti eccitati tramite collisioni con particelle ma attraverso scariche da condensatore o microonde.

Riguardo alla CO_2 , non abbiamo informazioni precise riguardo all'emissione nel VUV. La CO_2 è stata scelta perché è uno dei gas più trasparenti nella regione del VUV.

Riportiamo qui una compilazione delle misure di assorbimento (figura 22) dove si vede che per la regione attorno ai 122nm non ci sono informazioni concordanti.

Nel caso di sezione d'urto di 10^{-19} (10^{-20}), per la CO_2 in condizioni STP, si stima avere una lunghezza di attenuazione di circa 4mm (40mm). Con questo valore la frazione di segnale che arriva alla finestra di MgF_2 posta a 44mm dall'asse centrale della camera, è circa $7 \cdot 10^{-6}$ ($3 \cdot 10^{-1}$). Data la criticità di tale parametro sarà dunque necessaria una misura ad hoc della trasparenza del gas.

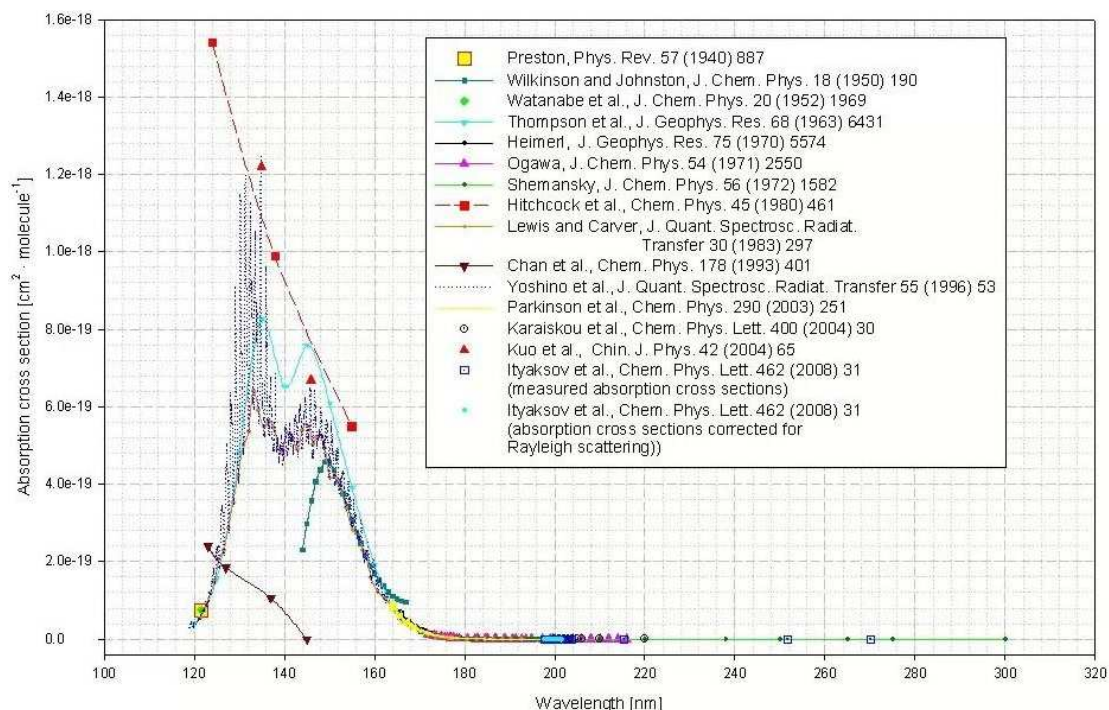


Figura 22. Sezione d'urto di assorbimento di Anidride Carbonica (CO_2) a temperatura ambiente (118-300nm)

3.4 Misure

Le misure sono state prese con intensità di fascio di circa 14nA ed energia 2.56MeV. Per i diversi gas (Ar, Kr, CO_2) sono state effettuate varie scansioni in lunghezza d'onda con il monocromatore, misurando la rate di conteggi al secondo ai vari fotorivelatori. I conteggi sono determinati tramite la frequenza di rilevazione dei segnali di fototubo sopra la soglia effettiva di 1.5mV. Per normalizzare i valori ottenuti, in modo da eliminare l'influenza delle seppur limitate (15% rms) variazioni di intensità di corrente di fascio, si divide questa frequenza con quella data dal fototubo monitor di controllo.

La normalizzazione è stata necessaria per due motivi. Innanzitutto, a causa di problemi nel sistema di acquisizione dei monitor di intensità della cameretta di collimazione, le

misure dell'intensità del fascio a monte della camera di scattering non erano sempre disponibili. Inoltre abbiamo osservato che a parità di intensità di protoni incidenti nella camera di scattering, l'intensità di emissione luminosa variava con fluttuazioni che raggiungevano fattori anche dell'ordine del 200%, seppure in modo coerente per tutti i fotorivelatori che osservavano il gas (monocromatore, filtro e monitor). E' possibile che date le pressioni dei gas utilizzate l'intensità del fascio in camera fosse troppo elevata e si instaurassero regimi di turbolenza idrodinamica e di distribuzione delle cariche nei gas tali da variare sensibilmente l'intensità (non ci sembra lo spettro) dell'emissione. La normalizzazione dei conteggi con il PMT3, monitor di luce interna, ha reso possibile il confronto delle misure prese a tempi diversi ed in definitiva la ricostruzione degli spettri di emissione. Negli spettri illustrati in seguito "Rate1" rappresenta il segnale dato del monocromatore, "Rate2" il segnale dato del PMT2, mentre "Rate3" rappresenta il segnale dato dal PMT di monitor (utilizzato come normalizzatore).

3.4.1 Misure con Argon a 1230 mbar, 510 mbar

In figura 23 si osserva lo spettro del segnale in Argon. Il risultato presenta un marcato picco in corrispondenza della riga di scintillazione ed un ulteriore picco attorno ai 122.5nm. Quest'ultimo, che a prima vista potrebbe sembrare promettente, essendo il segnale CER intorno ai 122nm, presenta in realtà diverse problematiche, come discusso in seguito.

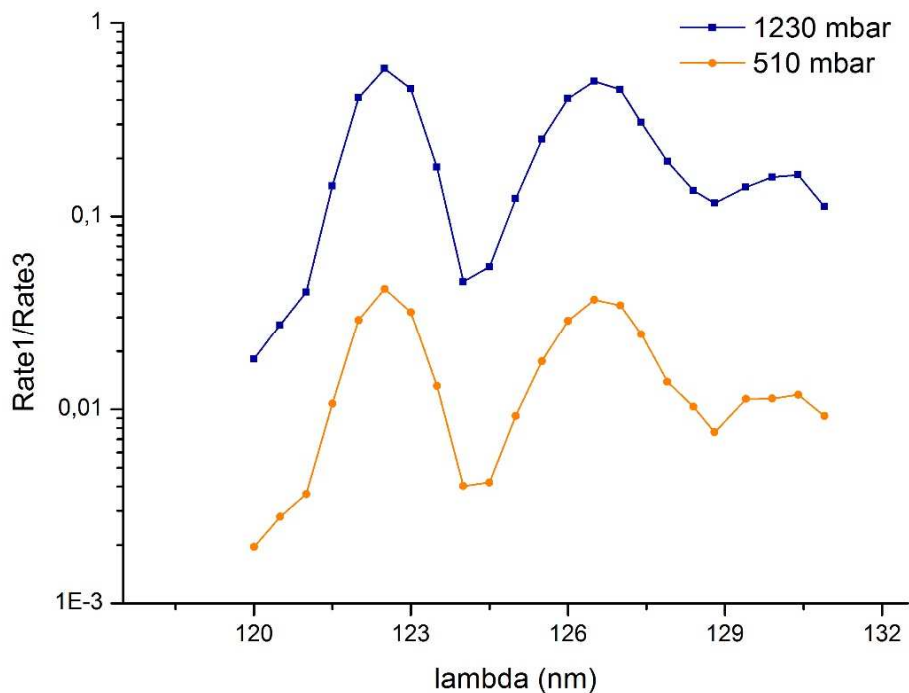


Figura 23. Spettro di conteggi in Argon

Il primo problema incontrato riguarda tuttavia il confronto con i conteggi attesi per la scintillazione per l'Argon.

3.4.2 Confronto con le attese per i conteggi da scintillazione

Per eseguire il confronto con le misure ricavate attraverso l'uso del monocromatore si deve per prima cosa misurare l'intensità del segnale ottenuto. Per fare ciò si esegue un'integrazione del segnale per il secondo picco ottenuto (126,6nm) integrando da 125 a 129 nm. Per il monocromatore risulta quindi un segnale di $2.9 \cdot 10^{-3}$ fotoni/s. Questo è molto diverso dal valore stimato in precedenza per un fattore $3,6 \cdot 10^{-5}$.

Il confronto con le misure ottenute dal filtro risulta essere più complicato in quanto questo non rilevava solo il picco a 126nm ma anche quello a 122nm. Ci sono due possibilità per effettuare il confronto: la prima consiste nel sottrarre dal segnale del filtro il segnale del monocromatore opportunamente pesato tramite le varie accettanze ed efficienze; la seconda è di estrapolare il segnale del filtro dal segnale del monocromatore utilizzando ancora le varie accettanze ed efficienze. Per utilizzare il primo metodo descritto si deve prima ricavare il segnale "inutile" pesandolo però con l'efficienza del filtro in quanto questo non è costante al variare di λ . Si effettua quindi l'integrazione $\int_{120}^{124} Segnale_{mono}(\lambda) * \epsilon_{filtro}(\lambda) d\lambda$; il valore ottenuto lo si moltiplica per l'accettanza angolare del filtro e lo si divide per l'efficienza del reticolo del monocromatore e la sua accettanza angolare. In questo modo si ha una stima della quantità di segnale del picco di non interesse presente nella misura del filtro. Il risultato finale diviso poi per il tempo di campionamento (10 s) è $6.7 \cdot 10^5$ fotoni/s con un rapporto quindi di $3 \cdot 10^{-3}$.

Il secondo metodo è pressoché identico al primo con la differenza che il segnale integrato dallo spettro del monocromatore non è il segnale da sottrarre ma è il segnale utile da confrontare. Si effettuano quindi le stesse operazioni questa volta però integrando da 125 a 129 nm. Il risultato finale è di $0.11 \cdot 10^5$ fotoni/s con un rapporto di $4,6 \cdot 10^{-5}$. Ovviamente il rapporto per il secondo metodo non risulta essere buono in quanto le misure stimate venivano ottenute totalmente dallo spettro del monocromatore, dove il rapporto veniva già molto diverso da 1.

Si nota che utilizzando il primo metodo il rapporto risulta essere minore di 1. Ciò implica un segnale di filtro minore rispetto al valore calcolato in precedenza. Sapendo che le misure del monocromatore sono inferiori rispetto alla stima per un fattore $4 \cdot 10^{-5}$ circa, ci si aspetterebbe di sottrarre dal segnale di filtro un valore di molto minore rispetto alla vera influenza del picco a 122 nm, il che sarebbe dovuto risultare in un rapporto maggiore di 1. Il rapporto invece rimane minore dell'unità nonostante sia comunque un valore molto più prossimo. Riassumendo, nel monocromatore e nel filtro osserviamo meno conteggi da scintillazione di Ar del previsto, rispettivamente per un fattore circa $5 \cdot 10^{-5}$ e

$300 \cdot 10^{-5}$. Osserviamo che la stima dell'accettanza del monocromatore può essere molto imprecisa e andrà sicuramente misurata (vedere note in appendice). Tuttavia la stima dell'accettanza per PMT2 con filtro non può essere sbagliata per 3 ordini di grandezza. Ne concludiamo che osserviamo minor quantità di luce di scintillazione a causa di un fenomeno fisico da chiarire.

Una spiegazione per la ridotta scintillazione può venire dall'osservazione che anche frazioni molto piccole di gas contaminante con potenziale di ionizzazione inferiore a quella del gas principale (in questo caso Argon) possono deformare completamente lo spettro di emissione della miscela. Per una discussione dettagliata vedere ad esempio [Wil65] dove si riporta addirittura la completa scomparsa dell'emissione della riga (continuo) dell'Argon a 128nm con contaminazioni di 200-1000 ppm di Xenon o Krypton.

3.4.3 Il continuo attorno a 122 nm in Argon

Come anticipato, lo spettro dell'Argon attorno ai 122nm a prima vista potrebbe sembrare promettente ma presenta invece diversi problemi.

Il primo problema riguarda l'intensità del segnale. Il rapporto tra i conteggi CER rispetto a quelli da scintillazione è infatti atteso circa $1/40$, mentre si osservano valori di picco simili.

Una seconda problematica nasce analizzando la curva ottenuta ad una pressione di 510mbar. A questa pressione infatti il picco di Bragg dovrebbe essersi spostato ben oltre la posizione della prima finestra (finestra di ingresso del monocromatore) e ci si aspetterebbe quindi assenza del segnale CER (perché dovrebbe essere fuori accettanza). Risulta invece solo una riduzione di questo per un fattore circa 10, pari al fattore di riduzione anche dei conteggi di scintillazione. Mentre quest'ultimo effetto è plausibile a causa dello spostamento della posizione del picco di Bragg, per la luce CER è più difficilmente spiegabile.

Una spiegazione potrebbe consistere in un'accettanza non trascurabile anche per fine corsa lontano dal centro della finestra: ad esempio per riflessione dei raggi VUV all'interno della camera in modo che, anche se il picco risultasse spostato, la luce di segnale riuscirebbe comunque a raggiungere la finestra del monocromatore. Uno studio sistematico dell'accettanza del monocromatore in funzione della posizione di emissione all'interno della camera deve essere ancora affrontato. Al momento sembra però difficile giustificare il risultato in questo modo.

La spiegazione più plausibile potrebbe essere la contaminazione del gas da H_2 , l'idrogeno infatti produrrebbe proprio la riga Lyman- α che vorremmo osservare. Si nota che, come osservato in precedenza gas contaminante con potenziale di ionizzazione inferiore a quella del gas principale possono deformare completamente lo spettro di emissione della miscela. A tal proposito si osserva che i potenziali di ionizzazione per Ar e H_2 sono

rispettivamente 15.8eV e 13.6eV. Purtroppo non sono noti i livelli precisi di contaminazione, in particolare per H_2 , nella bombola di Ar utilizzata. Riassumendo una sensibile (anche a livello di 100ppm) contaminazione di H_2 potrebbe dunque spiegare sia la presenza di continuo a 122nm, sia la forte riduzione del continuo di scintillazione di Argon a 128nm. Al momento non è ancora stato possibile misurare la composizione del gas utilizzato.

3.4.4 Misure con Krypton a 1200 mbar, 820 mbar, 160 mbar, 16 mbar

In figura 24 è mostrato lo spettro ottenuto con Krypton per alcune pressioni. L'anomalia più evidente è l'assenza della sua riga di scintillazione che dovrebbe avere un picco a 147nm. La spiegazione più plausibile per questo fatto è la presenza di impurezze nel gas che ne modificano lo spettro di emissione. Come per l'Argon infatti una relativamente piccola contaminazione da Xe, H_2 o CO_2 porterebbe ad una sensibile deformazione dello spettro, potendo anche eliminare totalmente le righe di scintillazione. Lo Xe, l' H_2 e la CO_2 hanno infatti un potenziale di ionizzazione (12,13eV, 13,6eV e 13,77eV rispettivamente) minore del Krypton (13,97eV). Purtroppo, come nel caso dell'Argon il livello delle contaminazioni può arrivare al 100ppm e non è stato ancora possibile misurare i livelli dei diversi possibili contaminanti.

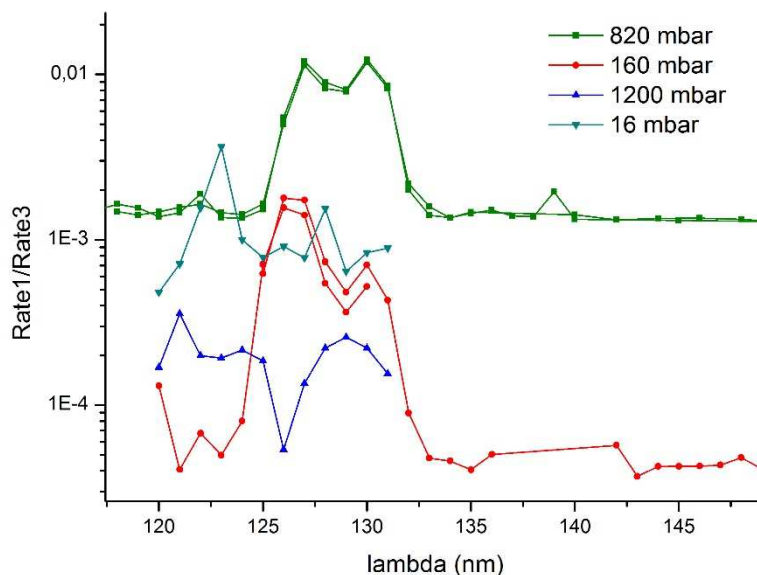


Figura 24. Spettro di conteggi in Krypton

Per quanto riguarda la regione attorno ai 122nm l'assenza di segnale è probabilmente dovuta, come indicato in precedenza, all'auto-assorbimento del gas, possibile da pressioni di

circa 0,1atm nell'intervallo 122-126 nm. Lo spettro misurato alla pressione di 16mbar sembra mostrare segnale nella zona in oggetto. Questo potrebbe essere dovuto alla prima banda di emissione del krypton presente da 124nm a 130nm circa. A causa della grande importanza che questa zona riveste nell'ambito di DICER si dovrà effettuare uno studio approfondito riguardante la trasparenza e l'auto emissione del gas.

3.4.5 Misure con CO₂ a 800 mbar

Le misure dello spettro di CO₂ non rivelano alcun segnale nella zona intorno ai 120nm (vedere figura 25). Viceversa il fototubo PMT2 con cui si seleziona tramite il filtro la regione attorno a 121nm ha mostrato significativa attività, ovvero conteggi dell'ordine del kHz. Le due osservazioni riportate potrebbero essere spiegate con una flebile emissione nella regione di interesse (122nm) che si osserva solamente con il PMT2 dato che PMT1, ovvero il monocromatore ha una accettazione di due ordini di grandezza inferiore. Stimare l'intensità di tale emissione e confrontarla con l'emissione prevista per CER in CO₂ non è al momento possibile, dato che per questo sarebbe necessario misurare la trasparenza della CO₂ a 122 nm (in DICER). Come anticipato, in letteratura il valore atteso della sezione d'urto di assorbimento a 122nm risulta essere a livelli tra 10^{-19} e 10^{-20} cm², valori decisamente critici per la pressione di CO₂ a cui misuriamo e date le lunghezze tipiche dei cammini ottici in DICER. Anche uno studio sullo spettro emissione di CO₂ nella regione di lunghezza d'onda di interesse è necessario, data la carenza di informazioni a riguardo in letteratura. Tale emissione può essere studiata con fasci di particelle di carica negativa (ad esempio elettroni), per i quali non è atteso effetto CER.

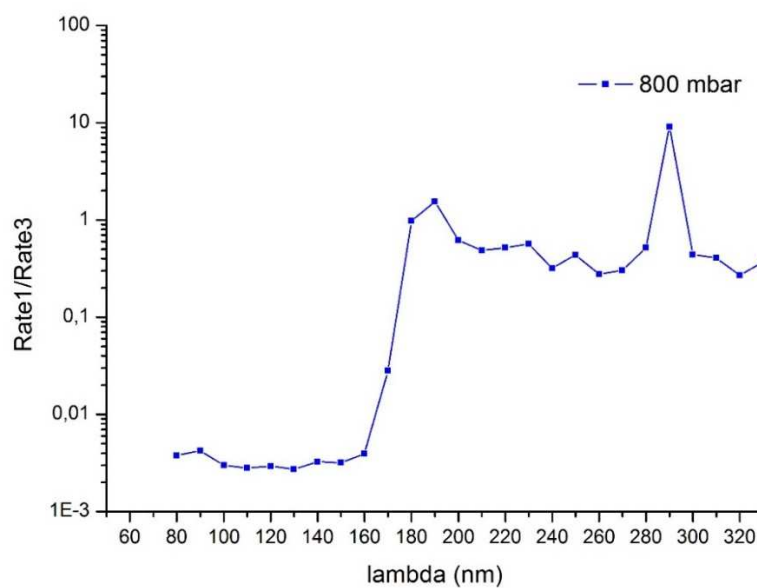


Figura 25. Spettro di conteggi in CO₂

4. Conclusioni

Il lavoro di tesi è consistito nella partecipazione alle fasi di calibrazione dell'apparato e misure preliminari su fascio dell'esperimento DICER, finalizzato allo studio dell'emissione di fotoni nel vacuum ultraviolet prodotti per reazioni di scambio carica.

Innanzitutto considero importante l'esposizione alla quale sono stato sottoposto come tesista, sia alla notevole quantità di fenomeni e meccanismi fisici coinvolti nella fisica di DICER, sia alle varie tecniche sperimentali, da quelle del vuoto spinto a quelle relative all'utilizzo ed il controllo dei gas, dalle tecniche di spettroscopia VUV all'utilizzo di fototubi ed elettronica relativa, per il conteggio dei singoli fotoni.

Alle calibrazioni dell'apparato, costituito essenzialmente da un target gassoso per la misura dell'emissione luminosa del gas nella regione tra 100nm e 800nm, e del fascio di protoni dell'acceleratore CN, sono seguite le misure preliminari degli spettri di emissione di Ar, Kr e CO₂ a varie pressioni, bombardati da protoni di circa 2.5MeV.

La conclusione principale riguardo alla fase di presa dati descritta in questa tesi consiste essenzialmente nella constatazione che la presenza del segnale di Lyman- α generato da radiazione di per reazioni di scambio carica (CER) non è stata né esclusa né confermata.

Diverse sono le problematiche osservate e ancora da risolvere. Innanzitutto è probabile che il regime di intensità di fascio O(10nA) con cui abbiamo misurato sia troppo elevato per l'osservazione della flebile radiazione di interesse. Con intensità e pressioni dei gas utilizzati troppo elevate si instaurano meccanismi fisici per i quali l'emissione luminosa subisce forti variazioni nel tempo. Le prossime misure dovranno essere prese con intensità di fascio ridotte. Sarà utile disporre di un fascio pulsato, per permettere di misurare e discriminare il fondo dovuto a luminescenza con costanti di tempo lente, grazie a coincidenze temporali. Sarà anche utile applicare un debole campo elettrico all'interno della camera per favorire il rapido smaltimento della carica iniettata del fascio.

In secondo luogo sarà necessario caratterizzare in modo preciso l'accettanza geometrica del monocromatore e del filtro per poter stimare l'intensità luminosa generata in camera. Dall'analisi delle misure prese risulta infatti che ci sono discrepanze notevoli per le emissioni di calibrazione (scintillazione di Ar e Kr) tra i conteggi attesi e misurati. La misura dell'accettanza geometrica andrà fatta con sorgenti puntiformi da muovere all'interno della camera in modo da ricostruire la dipendenza dell'accettanza in funzione della posizione.

Inoltre, per confrontare accuratamente le misure con le stime di conteggi attesi, oltre ad una precisa misura dell'accettanza sarà necessario misurare la trasparenza dei gas in questione e il loro spettro caratteristico di emissione. Riguardo alla trasparenza, questa sarà misurata nel setup utilizzando ad esempio lampade al D₂. Riguardo alla misura di

emissione, sarà utile eccitare i gas con elettroni, dai quali non è attesa emissione CER, e misurare lo spettro con lo stesso apparato DICER. Inoltre, le diverse componenti di contaminazione dei gas dovranno essere misurate con uno spettrometro di massa per comprendere le eventuali deformazioni allo spettro di emissione che gas contaminanti con basso potenziale di ionizzazione potrebbero introdurre, anche se presenti in minime frazioni.

Per le misure future è previsto, oltre all'utilizzo di Ar e Kr di maggior purezza e di CO₂ una volta verificato il suo grado di trasparenza, anche l'utilizzo di Xenon, Neon ed O₂ (molto puri) che ci aspettiamo essere sufficientemente trasparenti nella regione VUV di interesse.

Bibliografia

- [Apr06] E. Aprile et al *Noble Gas Detectors* (2006)
- [Bra92] B.H. Brandsen et al, *Charge exchange and the theory of ion-Atom Collisions* (1992)
- [Boh40] N. Bohr, *Phys. Rev.* 58 (1940) 654; *Phys. Rev.* 59 (1941) 270
- [Sch01] G. Schiwietz et al, *Nucl. Instr. and Meth. B175* (2001) 125
- [Cor00] R. K. Cornelius *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 33 (2000) 2017
- [Boh54] N. Bohr and J. Lindhard, *Mat. Fyz. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk.* 28 (1954) 1
- [Cra02] T.E. Cravens, *Science* 296 (2002) 1042
- [Den10] K. Dennerl, *Space Sci. Rev.* 157 (2010) 57
- [Abe11] K. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 041801
- [Con91] E. Conti et al. *Nucl. Instr. and Meth. A300* (1991) 321
- [LNG13] D. N. McKinsey et al *Astropart. Phys.* 22 (2005) 355, W. G. Rellegert et al. *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 025301, M. Shumann, *arXiv:1206.2169* (2012), V. Chepela and H. Araùjob, *arXiv:1207.2292* (2013)
- [LISE++] Tarasov, O. B.; Bazin, D., *Nucl. Instr. and Meth. B266* (2008) 4657
- [Wil65] P.G. Wilkinson and E.T. Byram *Appl. Opt.* 5 (1965) 581
- [Huff65] R.E. Huffman, J.C. Larrabee and Y. Tanaka *Appl. Opt.* 12 (1965) 1581

Appendice

Stima di accettazione per il monocromatore

Per stimare l'accettazione angolare del monocromatore avendo a disposizione i vari spettri, si sono confrontati i valori ottenuti dal fototubo posto a monte del filtro in MgF_2 e del monocromatore stesso.

Il principio che si intende utilizzare è che il segnale, ovvero in questo caso qualsiasi fotone rilevato, viene emesso in modo isotropico nella camera e l'unica differenza nell'intensità del segnale tra i due rilevatori dipenda dall'efficienza dei due diversi setup, ovvero dalla trasmissione del filtro in MgF_2 e del reticolo del monocromatore, e dalle diverse accettanze angolari.

Assunto questo dovrebbero quindi valere le equazioni: $\text{Segnale}_{\text{totale}} * \epsilon_{\text{filtro}} * \Omega_{\text{filtro}} = \text{Segnale}_{\text{filtro}} ; \text{Segnale}_{\text{totale}} * \epsilon_{\text{mono}} * \Omega_{\text{mono}} = \text{Segnale}_{\text{mono}}$

Eguagliando ora il $\text{Segnale}_{\text{totale}}$ si riesce a dare una stima dell'accettazione del monocromatore attraverso l'equazione

$$\Omega_{\text{mono}} = \frac{\text{Segnale}_{\text{mono}} * \epsilon_{\text{filtro}} * \Omega_{\text{filtro}}}{\text{Segnale}_{\text{filtro}} * \epsilon_{\text{mono}}}$$

Purtroppo non è possibile effettuare la divisione $\text{Segnale}_{\text{filtro}}/\epsilon_{\text{filtro}}$ in modo banale non essendo l'efficacia del filtro costante per un certo intervallo di lunghezza d'onda. Per ovviare a questo problema si pesa il segnale del monocromatore moltiplicando ogni valore per l'efficacia del filtro corrispondente alla lunghezza d'onda, in modo da effettuare l'integrazione, attraverso la funzione interpolante, di $\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Segnale}_{\text{mono}}(\lambda) * \epsilon_{\text{filtro}}(\lambda) d\lambda$ al posto dell'integrazione sul solo segnale del monocromatore. Successivamente si moltiplica l'integrale per $\Omega_{\text{filtro}} / \text{Segnale}_{\text{filtro}} * \epsilon_{\text{mono}}$.

I valori ottenuti sono

Argon: $4,97 * 10^{-7}$ (1230 mbar), $3,38 * 10^{-7}$ (510 mbar) ; CO_2 : $7,38 * 10^{-6}$ (800 mbar); Krypton: $1,78 * 10^{-7}$ (800 mbar), $7,75 * 10^{-7}$ (160 mbar), $9,71 * 10^{-8}$ (1200 mbar)

Calcolando media e varianza dei dati esce un'accettazione angolare per il monocromatore di

$$\Omega_{\text{mono}} = 3 * 10^{-7} \pm 2 * 10^{-7}$$

Utilizzando questa stima si può effettuare il rapporto tra l'intensità del segnale rilevato dal filtro e dal monocromatore

$$R = \frac{\varepsilon_{mono}\Omega_{mono}}{\varepsilon_{filtro}\Omega_{filtro}}$$

Dal grafico di figura 26, R risulta variare da circa $3 \cdot 10^{-3}$ a $18 \cdot 10^{-3}$ in funzione della lunghezza d'onda per la regione studiata.

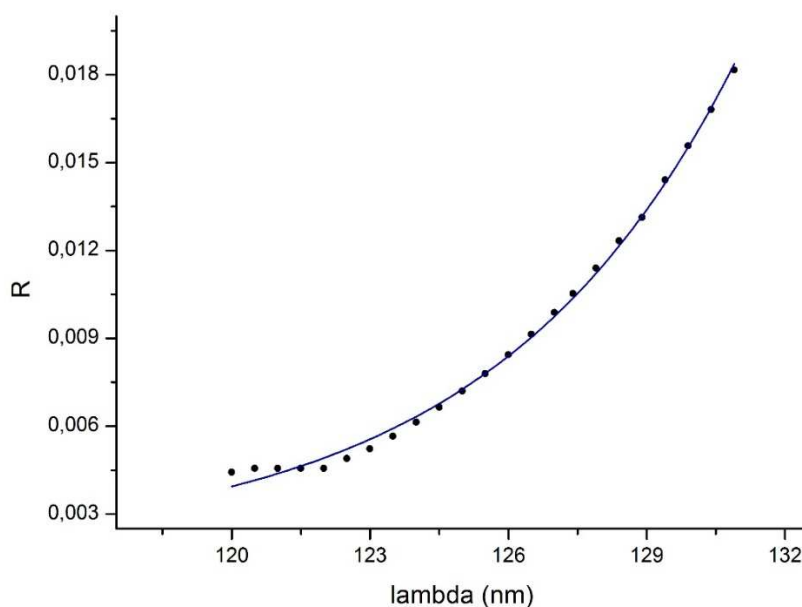


Figura 26. Funzione $R(\lambda)$ stimata dai dati

Si nota una caratteristica esponenziale del rapporto dato dalla caduta esponenziale dell'efficienza del filtro.

Si può ora effettuare nuovamente il confronto dei segnali di scintillazione dell'Argon stimati e ottenuti sperimentalmente attraverso gli stessi modi visti in precedenza.

La stima del segnale di filtro resta inalterata ovvero $3,25 \cdot 10^9$ fotoni/s, mentre il segnale dato dal monocromatore, con la nuova stima di accettanza angolare, risulta essere di $2,8 \cdot 10^6$.

Il monocromatore, con il suo segnale di 2935 fotoni/s, da un rapporto di $1,06 \cdot 10^{-3}$.

Per il filtro il primo metodo da un segnale di scintillazione di $1,8 \cdot 10^5$ con un rapporto di $5,5 \cdot 10^{-5}$ mentre il secondo metodo da un segnale di $3,2 \cdot 10^5$ con un rapporto di $9,9 \cdot 10^{-5}$.

Dai risultati notiamo come la stima trovata per l'accettanza del monocromatore risulta essere molto diversa da quella trovata in precedenza. Questo obbliga, come scritto nelle conclusioni, ad un'accurata misura delle varie accettanze come lavoro futuro.